

ВАРИАНТ ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

И.А. К а й б и ч е в, В.Г. Ш а в р о в

В настоящее время известен целый класс поверхностных акустических волн (ПАВ) горизонтальной поляризации в твердых телах [1]. Это волны Лява, Гуляева-Блостейна, а также поперечные нормальные волны. Цель данной работы — исследование возможности существования еще одного варианта волн данного класса в системе твердые полупространство-слой со свободной внешней границей (рис. 1).

Дисперсионное соотношение ПАВ горизонтальной поляризации (распространяется в направлении оси X , имеет единственную компоненту вектора механического смещения u_y) в системе твердые полупространство-слой хорошо известно [1, 2]:

$$\operatorname{tg}(2\alpha, h) = \alpha \alpha_2 / \alpha_1, \quad \alpha = \mu_1 / \mu_2. \quad (1)$$

Здесь μ_1 и μ_2 — упругие модули сдвига слоя и полупространства; $\alpha_1 = k_{t1} [1 - v_{t1}^2 / \sigma^2]^{1/2}$, $\alpha_2 = k_{t2} [v_{t2}^2 / \sigma^2 - 1]^{1/2}$; $k_{tj} = \omega / v_{tj}$ — волновые числа поперечных волн ($j=1, 2$), σ — фазовая скорость ПАВ, а v_{tj} — скорость поперечного звука.

Соотношение (1) имеет решения только при скорости поперечного звука в слое v_{t1} , меньшей ее значения v_{t2} в полупространстве. Фазовые скорости ПАВ горизонтальной поляризации всегда больше скорости поперечного звука в слое, но меньше, чем в полупространстве.

Решением уравнения (1) являются волны Лява [1, 2], фазовые скорости которых равны:

$$v = \begin{cases} v_{t2} [1 - 2(k_{t2}h)^2 (\rho_1 / \rho_2)^2 t^2], & \lambda \gg 2h; \\ v_{t1} [1 + \frac{1}{2} \{ \pi(n + \frac{1}{2}) / 2k_{t1}h \}^2], & \lambda \ll 2h; \quad n=0, 1, \dots, \\ n + \frac{1}{2} \ll 2k_{t1}h / \pi. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь ρ_1 и ρ_2 — плотность слоя и полупространства, $t = 1 - v_{t1}^2 / v_{t2}^2$, а λ — длина волны. В длинноволновой области ($\lambda \gg 2h$) фазовая скорость волн Лява (2) немного меньше значения скорости поперечного звука в полупространстве и обладает дисперсией $\sim \omega^2$. Для коротковолнового диапазона ($\lambda \ll 2h$) имеется (2) целая совокупность ветвей спектра волн Лява, отвечающих разным n , а их фазовые скорости слабо отличаются от скорости поперечного звука в слое и обладают дисперсией $\sim \omega^{-2}$. Глубина проникновения механических смещений в полупространство равна

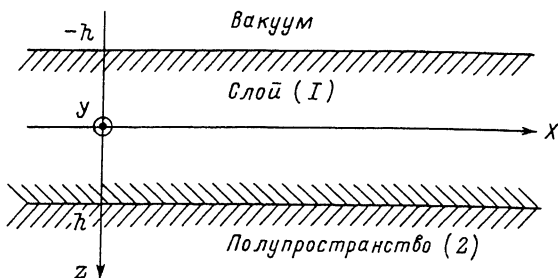


Рис. 1. Геометрия рассматриваемой в работе задачи.

$$\kappa = \kappa_2 = \begin{cases} k_{t_2}^{-1} (2k_{t_2} h)^{-1} (\rho_2 / \rho_1) t^{-1}, & \lambda \gg 2h; \\ k_{t_1}^{-1} t^{-\frac{1}{2}} \left[1 + \frac{1}{2} t^{-1} \left\{ \alpha (n + \frac{1}{2}) / 2k_{t_1} h \right\}^2 \right], & \lambda \ll 2h. \end{cases} \quad (3)$$

В длинноволновой области ПАВ проникает далеко вглубь материала ($H/2h \gg 1$) и является ярко выраженной слабонеоднородной ($H/\lambda \gg 1$). Для коротковолновой области характерна поверхностная локализация волны ($H/2h \ll 1$), ее сильнонеоднородный характер ($H/\lambda \sim 1$).

В случае мягкого полупространства и жесткого слоя ($\mu_2 < \mu_1$, $\alpha < 1$) кроме волн Лява возможно существование иных решений дисперсионного соотношения (1). Заметим, что при $\alpha \rightarrow 0$ решением данного уравнения являются поперечные нормальные волны [1, 3], фазовые скорости которых равны:

$$v = v_n = v_{z_1} \left[1 - (\alpha n / k_{t_1} h)^2 \right]^{-\frac{1}{2}}. \quad (4)$$

По характеру распределения механических смещений в слое такие волны делятся на симметричные при $n = 0, 1, 2, \dots$ и антисимметричные при $n = 1/2, 3/2, 5/2, \dots$, а их распространение возможно только при выполнении условия $\alpha n / k_{t_1} h < 1$. Ввиду того что полупространство является более мягким по сравнению со слоем, представляется возможным существование ПАВ горизонтальной поляризации, которая является видоизменением спектра поперечных нормальных волн (4) вследствие контакта слоя с полупространством. Дисперсионное соотношение (1) решаем с помощью итераций по малому параметру α . Корень уравнения (1) в линейном приближении по α имеет вид:

$$v = v_n [1 + \delta_{n2}], \quad (5)$$

где δ_n ($0 < \delta_n < 1$) — малая поправка к фазовой скорости n -моды поперечных нормальных волн

$$\delta_n = \begin{cases} \frac{\alpha}{2k_{tz}h} \frac{v_n}{v_{tz}} T_n, & n \neq 0, n > \sqrt{\alpha(k_{tz}h)/2\pi^2}; \\ \frac{\alpha}{4k_{tz}h} t^{1/2}, & n = 0; \end{cases} \quad (6)$$

здесь $T_n = [1 - v_n^2/v_{tz}^2]^{1/2}$. Формулы (5, 6) описывают ПАВ, распространяющуюся вдоль границы слоя и полупространства с фазовой скоростью, несколько большей значения скорости поперечных нормальных волн. Отметим существенную дисперсию фазовой σ и групповой $v_{gp} = v_{tz}^2/v$ скоростей нового варианта ПАВ горизонтальной поляризации. Для длинноволновой и коротковолновой областей из (5, 6) получаем

$$\sigma = \begin{cases} v_{tz} [1 + \alpha t^{1/2}/4k_{tz}h], & \lambda \gg 2h; \\ v_{tz} [1 + \alpha t^{1/2}/2k_{tz}h] \times \\ \times [1 + \frac{1}{2}(\sin/k_{tz}h)^2], & \lambda \ll 2h, n \ll k_{tz}h/\pi. \end{cases} \quad (7)$$

Предельные значения фазовой скорости нового варианта ПАВ в обеих областях равны скорости поперечного звука в слое. Кроме того, в длинноволновой области вместо квадратичной дисперсии имеем $\sim \omega^{-1}$; а для коротковолнового диапазона в дисперсии появляются члены $\sim \omega^{-1}$ и ω^{-3} . От известных поперечных нормальных волн новый вариант ПАВ отличается наличием дисперсии $\sim \omega^{-1}$ в длинноволновом диапазоне и появлением дополнительных членов в дисперсии $\sim \omega^{-1}$ и ω^{-3} для коротковолновой области. По характеру распределения механических смещений в слое полученные результаты при $n = 0, 1, 2, \dots$ можно отнести к категории квазисимметричных (симметричных с точностью до α)

$$\begin{aligned} u_y^{(1)} &= u_0 \cos(\alpha, z) \exp(ikx - i\omega t), \\ u_y^{(2)} &= u_0 \cos(\alpha, h) \exp(ikx - i\omega t - \alpha_2 [z-h]), \end{aligned} \quad (8)$$

а в случае $n = 1/2, 3/2, 5/2, \dots$ — к квазиантисимметричным

$$\begin{aligned} u_y^{(1)} &= u_0 \sin(\alpha, z) \exp(ikx - i\omega t), \\ u_y^{(2)} &= u_0 \sin(\alpha, h) \exp(ikx - i\omega t - \alpha_2 [z-h]). \end{aligned} \quad (9)$$

Смещения в волне локализованы в слое и полупространстве. В слое они с точностью до членов $\sim \alpha$ такие, как в поперечной нормальной волне, т.к. для параметра α , определяющего характер распределения смещений в слое, справедлива формула

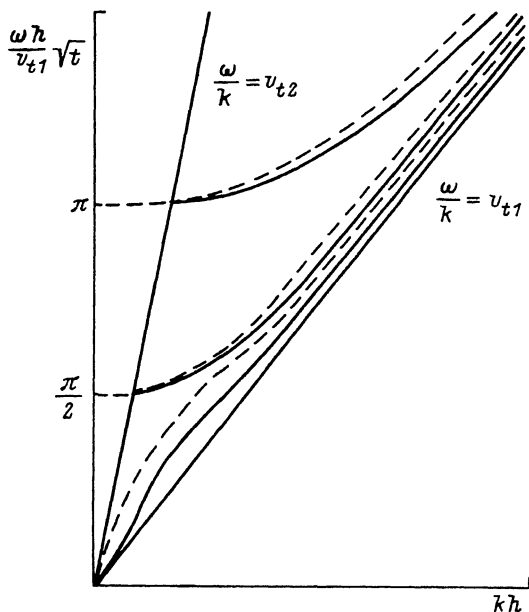


Рис. 2. Дисперсия волн Лява и нового варианта ПАВ. Кривые дисперсии мод $n=0, 1, 2, \dots$ волн Лява (пунктирные линии) расположены выше ветвей $n=0, 1/2, 1, \dots$ нового варианта ПАВ (сплошные линии).

$$\alpha_n = \frac{\pi n}{h} + \begin{cases} \frac{\alpha}{2\pi n} k_{t1} \frac{v_{t1}}{v_n} T_n, & n > \sqrt{\alpha(k_{t1} h) / 2\pi^2}; \\ \left(\frac{\alpha}{2h} k_{t1} t^{1/2} \right)^{1/2}, & n = 0. \end{cases} \quad (10)$$

В полупространстве смещения спадают экспоненциально, глубина локализации

$$H = k_{t1}^{-1} (v_n / v_{t1}) T_n^{-1} [1 + \delta_n / T_n^2] \sim \lambda / (2\pi), \quad (11)$$

т.е. рассматриваемая волна является сильнонеоднородной при любых соотношениях толщины слоя и длины волны.

Кратко обсудим возможные ограничения на значения физических параметров нашей задачи, при которых возможно существование нового варианта ПАВ горизонтальной поляризации. Во-первых, такая волна может существовать только при выполнении условия распространения поперечной нормальной моды $\omega > \pi n v_{t1} / h$. Второе ограничение вытекает из условия принадлежности значения фазовой скорости ПАВ к диапазону от v_{t1} до v_{t2} , что выполняется при $\omega >$

Кристаллы кубической симметрии, в которых возможно распространение нового варианта ПАВ вдоль ребра куба [100]

Слой	Al	Cu	Ge	Pb	Ac
Полупространство	Li	Al, Ge Li CaF ₂ LiF	Li LiF	Li, K, Na KBr, KCl NaCl, NaBr NaClO ₃	Al, Li, K, Na CaF ₂ , PbS, InSb KCl, NaCl, NaBr NaClO ₃
Mo	Ni	Ag	W		
Ge	Li	Al, Li, Na	Al, Cu, Ge, Li		
Li	Si	CaF ₂ , GaSb	Mo, Ni, Si		
Si	LiF	InSb	CaF ₂ , LiF		
LiF		NaCl	MgO		

$> (\pi n v_{\perp} / h) \cdot t^{-1/2}$. Кроме этого, для обеспечения условия $\delta r \ll 1$ в формуле (5) должно выполняться условие $\omega \gg \omega_{\perp} / 12h$. При значениях частот, не удовлетворяющих перечисленным трем требованиям, рассмотренная волна, по-видимому, не существует.

Таким образом, нами показана возможность существования в системе твердый слой-полупространство нового варианта ПАВ горизонтальной поляризации. Фазовая скорость таких волн близка к скорости поперечных нормальных мод. Волны являются дисперсионными и сильнонеоднородными, возможна классификация по категориям квазисимметричности и квазиантисимметричности. Одним из критериев достоверности полученных результатов является аналогия с выводами Викторова [4] для ПАВ вертикальной поляризации. Однако результаты [4] справедливы только в длинноволновой области. Рассмотренный случай отличается типом поляризации и учетом возможности существования целой совокупности мод при выходе за пределы применимости длинноволнового приближения. Ввиду существенного отличия закона дисперсии и спадания механических смещений вглубь материала от аналогичных характеристик волн Лява (рис. 2) исследованная в работе ПАВ является дополнением к классу поверхностных волн горизонтальной поляризации в твердых телах. В геофизике и акустоэлектронике, как правило, реализуется случай мягкого слоя и жесткого полупространства [1, 2, 5, 6], когда существование нового варианта ПАВ невозможно. Однако есть ряд материалов (см. таблицу), в сочетании которых реализуется противоположный случай жесткого слоя и мягкого полупространства. Тогда возможно появление нового варианта ПАВ.

- [1] В и к т о р о в И.А. Звуковые поверхностные волны в твердых телах, М.: Наука, 1981. 288 с.
- [2] Дьелесан Э., Руайе Д. Упругие волны в твердых телах: Применение для обработки сигналов, М.: Наука, 1982. 424 с.
- [3] Микер Т., Мейтцлер А. В кн.: Физическая акустика, М.: Мир, 1966, т. 1, часть А, с. 140-203.
- [4] В и к т о р о в И.А. - Акуст. журн., 1978, т. 24, № 5, с. 780-782.
- [5] E w i n g W.M., J a r d e t s k y W.S., P r e s s F. Elastic waves in layered media. - N.Y.: Mc Graw-Hill, 1957. 380 p.
- [6] Поверхностные акустические волны / Под. ред. Олинера А. М.: Мир, 1981. 392 с.

Институт радиотехники
и электроники АН СССР

Поступило в Редакцию
16 ноября 1987 г.
В окончательной редакции
28 марта 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 14

26 июля 1988 г.

СПИРАЛЬНАЯ КОНТРАКЦИЯ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА

В.М. Ш м е л ё в, А.В. С а в е л ь е в,
Н.В. Е в т ю х и н, А.Д. М а р г о л и н

Явление контрагирования тлеющего разряда в цилиндрической трубке давно известно. Оно состоит в том, что при достаточно высоком давлении и силе тока происходит стягивание диффузного разряда в один узкий шнур, расположенный по оси трубки.

В настоящей работе обнаружено новое явление - спиральная контракция (закручивание шнура) тлеющего разряда в пространстве между коаксиальными трубками.

Рабочий газ - аргон прокачивался в кольцевом объеме между стеклянными трубками длиной 50 см. Внутренний диаметр внешней трубки D составлял 38 мм, наружный диаметр вложенной коаксиально трубки (или стержня) d варьировался от 2 до 25 мм. На противоположных концах разрядного промежутка устанавливались массивные кольцевые электроды, имеющие отверстия: в одном - для впуска газа, в другом - для его откачки. Между электродами зажигался разряд, режим горения которого существенным образом зависел от давления газа P и силы тока J .

При давлении $P < 20...30$ торр (область I на рис. 1) тлеющий разряд носил диффузный характер, заполняя полностью кольцевой